

## РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ НА РАДИАТИВНОЙ СТАДИИ РАЗЛЕТА

*К. В. Бычков*

Интенсивность нетеплового радиоизлучения остатков сверхновых на радиативной стадии разлета может оказаться ниже порога обнаружения современных радиотелескопов, поэтому она не может быть основным критерием обнаружения остатков сверхновых.

На радиативной стадии обязательно должно присутствовать излучение нейтрального водорода в линии 21 см; его яркостная температура может достигать 1—5 К, а поверхностная яркость растет пропорционально диаметру. Возможно также слабое тормозное излучение. На ранней радиативной стадии тепловое радиоизлучение должно исходить из кольца толщиной около 10 % радиуса туманности; со временем относительная толщина области излучения должна увеличиваться.

Остатки сверхновых с тепловым излучением периферии могут оказаться на порядок многочисленнее известного сейчас класса туманностей с ярким нетепловым излучением.

Intensity of supernova remnant nonthermal radio emission may fall below the threshold of detectability of modern telescopes. Hence the nonthermal radiation cannot be the basic criterion of supernova remnants.

Thermal radio emission is connected with the swept up material, it consists of 21 cm neutral hydrogen emission (brightness temperature of some Kelvin degrees), and the bremsstrahlung. 10—100 mJy of ionized plasma, both are being located in concentric rings on the supernova remnant periphery.

The surface brightness  $\Sigma_v$  of neutral hydrogen radiation is proportional to the supernova remnant diameter  $D$ , and  $\Sigma_b \sim D^{-3}$  for the bremsstrahlung.

Исследование радиоизлучения остатков сверхновых тесно связано с вопросом их классификации.

Изучение остатков сверхновых опирается на теорию точечного взрыва. Разлетающийся газ бывшей атмосферы сверхновой проходит две стадии торможения: сначала адиабатическую, передавая энергию межзвездному газу, а затем — радиативную, в течение которой возмущенный газ высвечивает свою энергию.

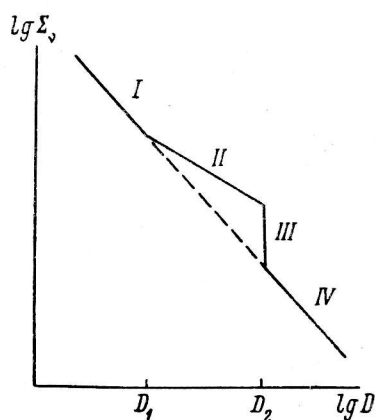
Смена стадий торможения определяется скоростью разлета остатка сверхновой и в типичных условиях межзвездной среды происходит, когда скорость падает до 150—200 км/с [1]. Классификация остатков сверхновых, таким образом, сводится к вопросу об измерении скорости их разлета. Этот вопрос оказался весьма сложным и в настоящее время еще не решен. Основная трудность определяется неоднородностью межзвездной среды — наличием в ней плотных мелких облаков.

Большая часть оболочки взаимодействует с разреженной компонентой межзвездной среды, генерируя впереди себя ударную волну, фронт которой будем называть «передним». На адиабатической стадии газ позади переднего фронта нагревается до десятков миллионов градусов, и основная доля его излучения принадлежит непрерывному спектру рентгеновского диапазона 1—50 кэВ [2]. Плотные межзвездные облака по инерции «проваливаются» внутрь области, занятой горячим газом, после чего перепад давления на границе облака генерирует в нем ударную волну, скорость которой значительно меньше скорости переднего фронта. Облака быстро высвечиваются, и именно их совокупность отвечает за линейчатое излучение остатка сверхновой на адиабатической стадии. Поэтому доплеровские сдвиги эмиссионных линий в радио-, инфракрасном и оптическом диапазонах спектра позволяют измерить поле скоростей только облаков, а не переднего фронта [3, 4].

Сейчас единственно надежный способ оценить скорость переднего фронта основан на рентгеновских наблюдениях: по наклону непрерывного спектра восстанавливают температуру газа, а по ней — скорость ударной волны. При отсутствии рентгеновского излучения провести однозначную классификацию не удастся: объект может находиться как на адиабатической, так и на радиативной стадиях. Линейчатое излучение не может служить надежным критерием: оно практически одинаково у переднего фронта на радиативной стадии и у совокупности облаков — на адиабатической, в особенности если учесть неустойчивость движения высвечивающегося газа и его тенденцию к фрагментации. Так, длительное время ошибочно относили к радиативной стадии такие молодые адиабатические остатки сверхновых, как Петля Лебеда, IC 443 и некоторые другие.

Таким образом, сейчас уверенно классифицируются только адиабатически расширяющиеся туманности, причем не все, а лишь те, от которых зарегистрировано рентгеновское излучение.

Малая, менее 20 % [6], относительная доля рентгеновских источников среди остатков сверхновых заставляет искать другие критерии классификации наблюдаемых туманностей. С этой целью рассмотрим эволюцию разных ком-



Эволюция нетеплового радиоизлучения остатков сверхновых.

понент радиоизлучения остатков сверхновых, используя главное свойство адиабатической и радиативной стадий торможения: в первом случае время высвечивания переднего фронта больше возраста туманности, во втором — меньше.

**Две компоненты нетеплового радиоизлучения остатков сверхновых.** На сегодня основной критерий остатков сверхновых — их нетепловое радиоизлучение. Более 120 остатков сверхновых известны как галактические протяженные нетепловые радиоисточники [7], из них 30—35 отождествлены с оптическими туманностями [8] и менее 20 — с рентгеновскими источниками.

Наблюдения с высоким угловым разрешением обнаружили два типа остатков сверхновых: «оболочечные» и «с ярким центром». У источников с ярким центром вклад центральной области в полную радиосветимость велик, а у оболочечных — мал; они различаются также формой силовых линий магнитного поля, величиной поляризации радиоизлучения, яркостью оптических волокон, масштабом пространственных неоднородностей и рядом других характеристик. Все это приводит к мысли о разной физической природе двух компонент нетеплового радиоизлучения.

Шкловский [9], моделируя разлет релятивистской компоненты атмосферы сверхновой, рассмотрел эволюцию радиоизлучения адиабатически расширяющегося шара из космических лучей и замороженного в них магнитного поля. Основной поток радиоизлучения в модели Шкловского исходит из центральных областей источника, т. е. модель описывает остатки сверхновых с ярким центром.

На стадии адиабатического торможения начинает доминировать вклад излучения межзвездных облаков, сжатых горячим газом, нагретым передним фронтом. На это указывает хорошее согласие модели радиоизлучения космических лучей, ускоренных внутри облаков [10, 11], с наблюдаемой статистической зависимостью диаметр—светимость. К тому же на подробных радиокартах обнаруживается практически полная корреляция с оптическими волокнами Петли Лебеда и СТВ1 [12, 13]. В модели возмущенных облаков основной поток радиоизлучения должен исходить из периферийных слоев, где наиболее велико давление горячего газа, поэтому она лучше описывает оболочечные источники.

Теоретическая поверхность яркости  $\Sigma$  остатка сверхновой связана с его диаметром  $D$  степенным отношением

$$\Sigma \sim D^{-2},$$

причем в модели Шкловского

$$\beta_{\text{Ш}} = 4(\alpha + 1), \quad (1)$$

где  $\alpha$  — показатель спектра нетеплового радиоизлучения, а в модели возмущенных облаков на адиабатической стадии

$$\beta_{\text{ад}} = (12\alpha + 11)/4. \quad (2)$$

На радиативной стадии излучение возмущенной среды определяется высвечиванием газа позади переднего фронта, и

$$\beta_{\text{р}} = (12\alpha + 13)/2. \quad (3)$$

Формулы (2) и (3) получены в Приложении с теми же предпосылками, что и в расчетах [10], выполненных для частного значения  $\alpha = 0.5$ .

Две компоненты нетеплового радиоизлучения остатков сверхновых эволюционируют по-разному. Модель Шкловского не зависит ни от деталей высвечивания за передним фронтом, ни от характера обжатия облаков. Модель свечения межзвездного газа требует, чтобы успело произойти высвечивание облаков и чтобы давление газа позади переднего фронта оставалось достаточно большим; первое требование может ограничить ее применимость к самым молодым источникам, второе — к самым старым.

Следовательно, естественно ожидать, что модель Шкловского описывает начальную и конечную стадии развития остатка сверхновой, а модель свечения межзвездного газа — промежуточную стадию адиабатического торможения. При этом диаграмма  $\Sigma, -D$  вовсе не должна описываться какой-либо одной формулой: на разных стадиях эволюции, скорее всего, будут реализованы разные значения показателя  $\beta$  [10], что иллюстрирует рисунок. Первый и четвертый участки ( $\beta_{\text{Ш}} = 6$  при  $\alpha = 0.5$ ) описываются моделью Шкловского, второй ( $\beta_{\text{ад}} = 4.25$ ) отвечает наблюдаемым туманностям на адиабатической стадии торможения, а третий ( $\beta_{\text{р}} = 9.5$ ) — остаткам сверхновых в начале радиативной стадии.

На стадии *I* находится лишь небольшое число молодых остатков сверхновых. Стадия *I* описывает адиабатически расширяющиеся туманности, составляющие значительное большинство детально изученных объектов, стадии *III* и *IV* — гипотетические.

Параметры остатков сверхновых в момент перехода от одной стадии к другой зависят от многих факторов и поэтому не могут быть точно определены. Но исходя из свойств реальных объектов, можно привести следующие ориентировочные значения диаметра: примерно 10 пк в момент перехода со стадии *I* на стадию *II* и 50—60 пк при переходе *II*—*III*.

Таким образом, теория предсказывает оболочечную структуру на адиабатической стадии и относительно яркий центр — на радиативной. Отсюда следует, что число источников с ярким центром должно быть по крайней мере в 5—10 раз больше числа оболочечных, соответственно известному отношению длительностей адиабатической и радиативной стадий [1, 14].

Современные наблюдения показывают иную картину: оболочечные источники составляют около 96 % каталога Кларка и Касвела [15]; две трети из них — четко выраженные оболочки, а одна треть имеет структуру, но без уярчения в центре. Число известных остатков сверхновых с ярким центром невелико, менее 10 %. Шавер [16], детально исследовавший морфологию 89 остатков сверхновых, нашел 83 оболочки и 6 источников с ярким центром.

Такое резкое несоответствие выводов теории с наблюдениями можно объяснить низкой поверхностной яркостью нетеплового радиоизлучения атмосферы сверхновой на поздних стадиях разлета. Косвенно этот вывод подтверждается упомянутыми выше исследованиями морфологии Петли Лебеда и IC 443: собственное радиоизлучение атмосферы сверхновой если и существует, то дает лишь небольшой вклад, который трудно выделить на фоне излучения облаков.

Для оценки радиосветимости атмосферы сверхновой на поздних стадиях нужно экстраполировать параметры молодых источников, типа Крабовидной туманности и остатка сверхновой Тихо Браге, у которых относительный вклад возмущенного межзвездного газа значительно меньше, чем у старых остатков сверхновых.

Такие оценки, конечно нельзя считать строгими, но с их помощью можно понять причины, по которым наблюдаются главным образом оболочечные остатки сверхновых. Экстраполяцию проводим по формуле

$$F_2 = F_1 (D_1/D_2)^{4\alpha+2}, \quad (4)$$

вытекающей из (1). Индексом 1 отмечены значения параметров в настоящий момент времени, а 2 — в конце радиативной стадии, когда скорость разлета  $v_p$  остатка сверхновой падает до величины скорости звука невозмущенного газа, примерно 10–20 км/с. Хорошей оценкой может служить  $D_2=100$  пк. Она получается путем экстраполяции современного размера Петли Лебеда (адиабатического остатка сверхновой) на момент времени, когда ее скорость разлета упадет до 20 км/с. Адиабатическая стадия заканчивается при  $v_p \approx 150$  км/с, диаметр Петли Лебеда увеличится в  $(250/150)^{2/3} \approx 1.4$  раза и достигнет величины 55 пк. Во время радиативной стадии  $D \sim v_p^{-1/3}$ , откуда и следует  $D_2 \approx 55 (150/20)^{1/3} \approx 100$  пк. Исходные данные для расчета по формуле (4) содержатся в первых трех столбцах таблицы, в четвертом приводится результат — величина  $F_2$ .

Экстраполяция мощности радиоизлучения туманностей Тихо Браге и Крабовидной

Источник	$\alpha$	$F_1$ , Ян	$D_1$ , пк	$F_2$ , мЯн
Краб	0.26	1000 *	3	23.50
Тихо	0.60	60 *	6	0.25

\* На частоте 1 ГГц.

Легко видеть, что результаты экстраполяции близки к пределам чувствительности современных радиотелескопов (1–10 мЯн). Следовательно, остатки сверхновых на радиативной стадии могут проявлять себя как слабые источники с относительно ярким центром либо вообще не давать заметного потока нетеплового радиоизлучения.

В случае дополнительного ускорения космических лучей (или их впрыскивания, что маловероятно из-за отсутствия статистической связи старых остатков сверхновых с пульсарами) поток радиоизлучения получится выше, чем  $F_2$  из таблицы, но насколько именно — сказать нельзя, так как сейчас пока нет подробной теории ускорения космических лучей на поздних стадиях разлета остатков сверхновых. Во всяком случае, приняв нетепловое радиоизлучение единственным атрибутом остатков сверхновых, мы рискуем упустить из виду те остатки сверхновых, поток излучения от которых ниже порога обнаружения современных радиотелескопов, а именно, теоретически многочисленный класс «остатков сверхновых на радиативной стадии разлета».

Итак, нетепловое радиоизлучение нельзя считать неотъемлемым свойством остатков сверхновых.

**Тепловое радиоизлучение на радиативной стадии.** Тепловая составляющая состоит из двух компонент: тормозного излучения ионизированной плазмы и эмиссии в линии 21 см нейтрального водорода. Обе компоненты связаны с возмущенным газом за передним фронтом и должны иметь оболочечную структуру.

Время высвечивания за передним фронтом, по предположению, значительно меньше возраста туманности, поэтому при расчете профиля температуры и плотности скорость разлета можно считать постоянной, а интенсивность излучения вычислять в приближении плоскопараллельного слоя. Ниже для определенности мы положим величину плотности невозмущенного газа  $n_0$  равной  $0.3 \text{ см}^{-3}$ , а телесного угла  $\omega$ , под которым виден источник, —  $10^{-3}$  ср.

Ограничимся диапазоном скоростей переднего фронта  $v < 40$  км/с, он отвечает поздней стадии высвечивания, на которой должно находиться большинство остатков сверхновых. Состояние ионизации за фронтом при столь ма-

ных скоростях меняется слабо, и в первом приближении его можно считать постоянным [17].

Тормозное излучение. Коэффициент излучения на частоте 1 ГГц равен [6]

$$\xi_{\text{ff}} = 3.3 \cdot 10^{-34} \left( \frac{10^4 \text{ K}}{T} \right)^{0.35} \left( \frac{n_e}{10^3 \text{ см}^{-3}} \right)^2 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}}.$$

Для оценки интенсивности надо  $\xi_{\text{ff}}$  умножить на эффективную толщину области излучения. Изменением множителя  $T^{-0.35}$  можно пренебречь, так как электронная температура при  $v < 40$  км/с меняется за фронтом не более чем в 2—4 раза [17]; можно положить  $T \approx 7 \cdot 10^3 \text{ K}$ .

Характерное время рекомбинации

$$t_p = 1/(\alpha_p n_e),$$

где  $\alpha_p \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$  — коэффициент рекомбинации, при средних параметрах межзвездной среды сравнимо с возрастом остатков сверхновых. Поэтому рассмотрим два предельных случая.

1)  $t_p \ll t$ . Степень ионизации, а следовательно, и тормозное излучение значительно ослабляются по истечении промежутка времени  $t_p$ . Отсюда получается толщина излучающей области

$$l = \frac{n_{e0}}{n_e} t_p v = n_{e0} \frac{v}{\alpha_p n_e^2}.$$

Из  $t_p \ll t$  следует  $l \ll D$ , т. е. тормозное излучение в этом случае исходит из тонкого кольца на периферии источника. Поток радиоизлучения равен

$$F_v \approx 1.4 \cdot 10^{-4} n_{e0} v \text{ Ян}, \quad (5)$$

где  $n_{e0}$  — электронная плотность невозмущенного газа. Причем  $v = 4 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ . Тогда в случае значительной ионизации перед фронтом ( $n_{e0} = 0.5 n_0$ )  $F_v$  достигает значения примерно 100 мЯн, а для типичного значения  $n_{e0} = 0.03 \text{ см}^{-3}$  поток равен 15 мЯн.

Поверхностная яркость, согласно (5), пропорциональна скорости фронта, т. е.  $\Sigma_v \sim D^{-3}$ .

2)  $t_p \ll t$ . Излучает весь газ, прошедший через фронт; поток равен ( $D = 80 \text{ пк}$ )

$$F_v = 4.70 \cdot 10^{-16} n_{e0}^2 D v = \begin{cases} 2.5 \text{ Ян}, & n_{e0} = 0.15 \text{ см}^{-3}; \\ 0.1 \text{ Ян}, & n_{e0} = 0.03 \text{ см}^{-3}. \end{cases} \quad (6)$$

Эволюция светимости в этом случае определяется сгребанием межзвездного газа, и, как легко видеть из (6),

$$\Sigma_v \sim D. \quad (7)$$

Поверхностная яркость растет, а не падает по мере расширения источника.

Излучение в линии 21 см. Яркостная температура прозрачной области равна [18].

$$T_v \approx 5.49 \cdot 10^{-14} \frac{N}{\Delta v},$$

где  $\Delta v$  — дисперсия скоростей, а  $N$  — число частиц нейтрального водорода в единичном столбе на луче зрения. Величина  $\Delta v$  далеко за фронтом определяется тепловым движением атомов водорода, температура которых несколько меньше  $10^4 \text{ K}$  и может быть принята равной 10 км/с. При диаметре  $D = 80 \text{ пк}$  величина  $N$  равна  $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ , откуда  $T_v \approx 4 \text{ K}$ .

Эволюция светимости, так же как и в случае 2 тормозного излучения, определяется сгребанием межзвездного газа и описывается формулой (7).

В силу сферической симметрии разлета толщина слоя нагретого газа должна быть менее 10 % радиуса остатка сверхновой [6]. Поэтому тормозное излучение и эмиссия HI на ранней радиативной стадии должны исходить из сравнительно тонкой периферийной области. Неустойчивость движения высвечивающегося газа со временем приводит к «размытию» первоначально четкой границы [5] и к увеличению относительной толщины области излучения.

**Заключение.** Итак, достаточно высокую интенсивность нетеплового радиоизлучения остатков сверхновых можно ожидать только на адиабатической стадии разлета, пока давление переднего фронта падает достаточно медленно. На радиативной стадии нетепловое радиоизлучение не гарантировано. В связи с этим приобретают важное значение другие наблюдательные проявления остатков сверхновых: тепловое радиоизлучение и свечение в линиях оптического диапазона. Вокруг некоторых остатков сверхновых обнаружены оболочки, излучающие в линии 21 см нейтрального водорода (например, [19—22]). Интерпретация этих наблюдений пока неоднозначна, так как требуется принять во внимание не только динамику развития собственно остатка сверхновой, но и его взаимодействие с возможным ветром от предсверхновой [23]; наблюдаемые туманности могут принадлежать к разным классам объектов.

Остатки сверхновых с достаточно яркими оптическими волокнами, как показала Лозинская [24], хорошо укладываются на теоретическую зависимость скорость—радиус для адиабатической стадии. В списке Лозинской есть и остатки сверхновых с оболочками нейтрального водорода (НВ21 и Петля Единорога), поэтому, вообще говоря, можно совершить ошибку, причислив объект к радиативной стадии на основании только свойств его излучения в линии 21 см.

Как может выглядеть остаток сверхновой на радиативной стадии? Обжатие облаков газом позади переднего фронта значительно ослабляется по сравнению с адиабатической стадией, поэтому не следует ожидать четко выраженной волокнистой структуры с большим разбросом доплеровских скоростей. Оптическое излучение должно определяться передним фронтом и иметь структуру слабого тонкого кольца (относительной толщиной не более одной десятой радиуса). Доплеровские скорости эмиссионных линий теперь непосредственно отражают скорость переднего фронта и локально должны иметь малый разброс. Этот же газ должен излучать в линии 21 см, т. е. должен иметь ту же пространственную структуру и кинематику.

### Приложение

Перечислим основные предположения: равномерное распределение между космическими лучами и магнитным полем, постоянство доли электронной компоненты в давлении космических лучей, цилиндрическая симметрия обжатия облаков, быстрая изотропизация релятивистских электронов. Существенной является гипотеза об удержании электронов внутри облака во время обжатия, она не противоречит возможным условиям внутри облаков [10].

Определим степень усиления магнитотормозного излучения при сжатии отдельного волокна. Воспользуемся известной формулой для объемного коэффициента излучения [4]

$$\epsilon_v = \text{const } K(\rho) B(\rho)^{1+\alpha}, \quad (\text{П1})$$

где  $K$  — коэффициент степенной функции распределения релятивистских электронов;

$$f(E) = KE^{-\gamma}; \quad \gamma = 2\alpha + 1.$$

Для  $\alpha = 0.5$

$$K = p_e \ln(E_2/E_1),$$

где  $p_e$  — давление релятивистских электронов, а  $E_1$  и  $E_2$  — нижняя и верхняя границы спектра. Обжатие облака сопровождается бетатронным ускорением, при котором  $E_1$  и  $E_2$  меняются в одинаковое число раз, поэтому

$$K \sim p_e \text{ при } \alpha = 0.5. \quad (\text{П2})$$

Если  $\alpha$  отличается от 0.5, то

$$K = p_e \begin{cases} (\gamma - 2) E_1^{\gamma-2}, & \alpha > 0.5; \\ (2 - \gamma) E_2^{\gamma-2}, & \alpha < 0.5 \end{cases} \quad (\text{П3})$$

при условии, что  $E_1 \ll E_2$ . Задача сводится к определению зависимости давления и магнитной индукции от плотности.

Давление изотропных релятивистских частиц связано с плотностью газа соотношением

$$p_e \sim \rho^{4/3}. \quad (\text{П4})$$

Из (П1)—(П4) получим:

$$\xi_v \sim \rho^{4/3} B^{1+\alpha} \begin{cases} E_1^{\gamma-2}, & \alpha < 0.5 \\ 1, & \alpha = 0.5 \\ E_2^{\gamma-2}, & \alpha > 0.5. \end{cases}$$



При двумерном обжатии тонкой силовой трубки  $B \sim \rho^{2/3} \sim p_e^{1/2}$ . Энергия релятивистских частиц в процессе бетатронного ускорения увеличивается пропорционально  $\sqrt{B}$  (вначале растет компонента импульса, перпендикулярная к направлению поля, но вследствие предполагаемой быстрой изотропизации электронов растут все три компоненты). Теперь мы можем выразить  $\xi$ , как функцию плотности:

$$\xi \sim \rho^{(2\gamma+3)/3} \sim p_e^{(2\gamma+3)/4}. \quad (\text{П5})$$

Перейдем к излучению совокупности облаков. Так как сжатие облака останавливается упругостью его релятивистской компоненты, то  $p_e$  можно считать пропорциональным давлению  $p$  нагретого газа позади переднего фронта. На адиабатической стадии  $p \approx D^{-3}$  [4], откуда следует (2), а на радиативной стадии  $p \sim D^{-6}$ , откуда следует (3).

### Литература

- Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда. М.: Физматгиз, 1963. 531 с.
- Шкловский И. С. Сверхновые звезды. М.: Наука, 1976.
- Mac Kee C. F., Cowie L. L. The interaction between the blast wave of a supernova remnant and interstellar clouds. — *Astrophys. J.*, 1975, 195, p. 715—725.
- Бычков К. В., Пикельнер С. Б. Флуктуации плотности межзвездной среды — причина различия «рентгеновских» и «доплеровских» скоростей остатков сверхновых. — *Письма в Астрон. журн.*, 1975, 1, с. 29—34.
- Бычков К. В. Истечение из предсверхновых — возможная причина тонковолокнистой структуры остатков. — *Астрон. журн.*, 1979, 56, с. 781—792.
- Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды. М.: Наука, 1979. 591 с.
- Milne D. K. A new catalogue of galactic SNRs corrected for distance from the galactic plane. — *Aust. J. Phys.*, 1979, 32, p. 83—92.
- Bergh S. van den. A systematic search for galactic supernova remnants. — *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, 38, p. 119—128.
- Шкловский И. С. О возможном вековом изменении потока и интенсивности радиоизлучения от некоторых дискретных источников. — *Астрон. журн.*, 1960, 37, с. 256—264.
- Бычков К. В. О возможном объяснении зависимости  $\Sigma_\nu - R$  у остатков сверхновых. — *Астрон. журн.*, 1978, 55, с. 755—764.
- Blanford R. D., Cowie L. L. Radio emission from supernova remnants in a cloudy interstellar medium. — *Astrophys. J.*, 1982, 260, p. 625—634.
- Duin R. M., Laan H. van der. The radio structure of the supernova remnant IC 443. — *Astron. a. Astrophys.*, 1975, 40, p. 111—122.
- Dicke J. R., Willis A. G. The radio emission of the supernova remnants CTB1 and the Cygnus Loop. — *Astron. a. Astrophys.*, 1980, 85, p. 55—65.
- Woltjer L. Supernova remnants. — *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1972, 10, p. 129—158.
- Clark D. H., Caswell J. L. A study of galactic supernova remnants, based on Molonglo—Parkes observational data. — *Monthly Not. Roy. Astron.*, 1976, 174, p. 267—306.
- Shaver P. A. Radio morphology of supernova remnants. — *Astron. a. Astrophys.*, 1982, 105, p. 306—312.
- Бычков К. В. Стратификация излучения межзвездных ударных волн. — *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), 19, 1985, с. 41—53.
- Спитцер Л. Физические процессы в межзвездной среде. М.: Мир, 1981. 349 с.
- Assousa G. E., Erkes J. W. An expanding shell of neutral hydrogen surrounding the supernova remnant HB 21. — *Astron. J.*, 1973, 78, p. 885—893.
- Sato F. Neutral hydrogen associated with W44. — *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1974, 26, p. 459—465.
- Knapp G. R., Kerr F. J. A cold HI shell around the supernova remnant W 44. — *Astron. a. Astrophys.*, 1974, 33, p. 463—467.
- Госачинский И. В., Херсонский В. К. Исследование взаимодействия областей HI и остатков сверхновых с межзвездной средой по наблюдениям HI на РАТАН-600. — *Препринт Ленингр. фил. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, 1983, № 4, с. 1—29.
- Бычков К. В. Истечение из предсверхновых — возможная причина тонковолокнистой структуры остатков. — *Астрон. журн.*, 1979, 56, с. 781—792.
- Лозинская Т. А. К какому типу сверхновых принадлежат старые галактические остатки вспышек; эволюция оболочек в межзвездной среде. — *Астрон. журн.*, 1980, 57, с. 707—715.

Поступила в редакцию 13.04.84